

ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ ЯДЕР ^{24}Na В ЛОВУШКЕ НА ОСНОВЕ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОГО ДРЕЙФА

Ю. П. Гангрский^{a*}, Ч. Градечны^{b**}, И. М. Ермолаев^b,

С. Г. Земляной^a, Т. Тетгал^{b**}

^a Объединенный институт ядерных исследований
141980, Дубна, Московская обл., Россия

^b Институт ядерной физики
Ржеж, Чехия

Поступила в редакцию 30 марта 2000 г.

Представлены результаты экспериментов по поляризации ядер радиоактивного изотопа ^{24}Na в газовой ловушке. Действие ловушки основано на эффекте светоиндуцированного дрейфа атомов, вызываемого лазерным излучением. Измерялись анизотропия γ -излучения ^{24}Na при облучении паров натрия в ловушке циркулярно поляризованным лазерным излучением и ее зависимость от температуры стенок ловушки. При температурах выше 1300 К, когда происходят быстрая десорбция атомов Na со стенок и разложение соединений Na, достигнута степень поляризации ядер ^{24}Na равная $62 \pm 2\%$.

PACS: 24.70.+s, 29.30.Lw

Со времени предсказания в 1950 г. Кастлером возможности оптической спиновой ориентации атомов [1] выполнено большое количество работ по созданию ансамблей свободных поляризованных атомов и ядер методом оптической накачки (подробное описание метода оптической ориентации представлено в обзоре [2]). Поляризованные газовые ансамбли радиоактивных изотопов могли бы служить для определения ядерных электрических и магнитных моментов и мультипольностей радиационных переходов [3] или для детального изучения фундаментальных процессов, таких как β -распад [4, 5]. Однако основным ограничением в экспериментах с поляризованными радиоактивными изотопами в газовых ячейках является адсорбция исследуемых атомов на их стенках и деполяризация атомов. По этой причине до сих пор эксперименты по оптической поляризации с измерением анизотропии ядерного излучения проводились либо на химически инертных атомах, либо на изотопах с временем жизни короче или сравнимым с временем диффузии исследуемого

атома до стенок ячейки [3, 6]. Влияние стенок можно уменьшить выбором соответствующих покрытий и нагревом или практически полностью устранить в магнитооптических ловушках [7]. Однако первый способ применим к ограниченному числу элементов, а ловушки являются сложными и тонкими экспериментальными установками с малой емкостью накопления атомов (как правило, менее 10^8) и низкой эффективностью захвата [8, 9]. Кроме того, удерживающее ионы электромагнитное поле может приводить к деполяризации ядер.

Альтернативным способом уменьшения влияния стенок газовой ячейки является использование эффекта светоиндуцированного дрейфа (СИД) атомов в газе под действием лазерного излучения [10]. Этот эффект позволяет сконцентрировать атомы, находящиеся в газовой ячейке, в малом объеме (значительно меньшем объема ячейки) и уменьшить диффузию атомов к стенкам. Однако оптическая ориентация атомов приводит к снижению вероятности поглощения поляризованного лазерного излучения и тем самым к уменьшению скорости дрейфа и ослаблению действия эффекта СИД. Это негативное влияние поляризации на СИД можно практи-

*E-mail: gang@cv.jinr.ru

**С. Hradecny and T. Téthal, Institute of Nuclear Physics, 25068 Rez, Czech Republic.

чески устранить, если пространственно разделить области, в которых осуществляются оптическая накачка и СИД. Эта идея была реализована в нашей работе [11] на примере стабильного изотопа ^{23}Na : в закрытой с одного конца трубке с помощью СИД удерживалось 10^{11} атомов, для которых была достигнута степень поляризации 90% (измерялась поляризация резонансно-рассеянного светового излучения D_1 -линии Na).

Однако при такой постановке эксперимента не проявлялись атомы Na, адсорбированные на стенках трубки и поэтому деполаризованные, так как они не вносят вклад в резонансно-рассеянное излучение. Для получения реальной картины и определения степени поляризации, включающей все атомы, в том числе и адсорбированные на стенках, необходимы эксперименты с нестабильными нуклидами, в которых степень поляризации определялась бы по радиоактивному излучению. Проведение такого эксперимента и является целью данной работы — поляризация ядер радиоактивного изотопа ^{24}Na в ловушке на основе СИД, определение степени поляризации по анизотропии γ -излучения и влияние на степень поляризации различных условий. Изотоп ^{24}Na является удобным и поэтому часто используемым для таких экспериментов (можно отметить поляризацию его ядер при облучении коротким и мощным импульсом лазерного излучения в нашей работе [12]). Последовательность спинов и мультипольности радиационных переходов в дочернем ядре ^{24}Mg приводят к заметной анизотропии γ -излучения, испускаемого поляризованными ядрами ^{24}Na .

Идея ловушки на базе СИД заключается в следующем. Если ограничить дрейф атомов в трубке перегородкой, то атомы будут накапливаться около нее до тех пор, пока дрейф не скомпенсируется обратным диффузионным потоком. В оптимальных экспериментальных условиях светоиндуцированный дрейф может создавать большие градиенты плотности, и большинство атомов может удерживаться около перегородки в слое шириной всего лишь несколько миллиметров.

Важным свойством ловушки на базе СИД (далее ловушки) является ее селективность. Если в ловушке атомы перестанут поглощать излучение, образовав молекулы, СИД перестанет действовать на них, и они покинут ловушку диффузионно. Более того, благодаря изотопическому сдвигу и (или) различному сверхтонкому расщеплению для двух разных изотопов в возбуждаемом оптическом переходе можно настроить длину волны возбуждающего лазерного излучения таким образом, что СИД атомов

этих двух изотопов будет направлен в противоположные стороны. Эта особенность СИД была продемонстрирована в нашей работе [13] на примере двух радиоактивных изотопов, ^{22}Na и ^{24}Na . Таким образом в ловушке удерживается только определенный изотоп в атомной форме, и она может служить в качестве изотопического сепаратора.

Известно, что при температурах около 400 К адсорбцию на стенках атомов щелочных металлов можно подавить покрытием стенок парафином [2]. К сожалению, время жизни атомов (по отношению к химическому связыванию) в ячейках с такими покрытиями не превышает секунды, что накладывает ограничение на их применение. Поэтому в наших экспериментах вместо парафинового покрытия стеночная адсорбция подавлялась нагревом ячейки из сапфира до высокой температуры [11]. В последующих исследованиях была измерена энергия адсорбции атомов натрия на поверхности сапфира, которая оказалась равной 2.48 ± 0.1 эВ. Эта величина хорошо совпадает с энергией связи натрия с кислородом в молекуле Na_2O (2.55 эВ [14]). При такой энергии связи для полного подавления адсорбции поверхность сапфира необходимо нагреть до температур выше 1800 К. Если поверхность сапфира покрыть слоем калия, то энергия адсорбции атомов натрия снижается до 1.76 ± 0.07 эВ [14], а температура подавления адсорбции — до 1300 К, что позволяет проводить эксперименты по поляризации натрия при более доступных температурах.

При высоких температурах помимо подавления адсорбции происходит еще и разложение молекул, в которые химически связываются плененные атомы. Время жизни двухатомной молекулы с энергией связи E определяется известной формулой Аррениуса:

$$\tau_{mol} = \tau_0 \exp\left(\frac{E}{kT}\right), \quad (1)$$

где τ_0 — предэкспоненциальный множитель, k — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура. Подставляя в выражение (1) типичные значения для связи натрия с кислородом: $\tau_0 \sim 10^{-13}$ с, $E = 2.55$ эВ и температуру $T = 1300$ К, получим $\tau_{mol} \approx 0.5$ мс. За такие короткие времена молекулы не успевают покинуть ловушку за счет диффузии. Вновь возникшие атомы опять дрейфуют к закрытому концу ловушки, где они удерживаются. Таким образом, обратимость процессов химического связывания при высоких температурах позволяет удерживать атомы в ловушке без потерь за счет химического связывания. При используемой в экспери-

ментах интенсивности лазерного излучения (более 10^{19} фотон/с·см²) процесс поляризации ядер ^{24}Na в результате оптической накачки, включающей ряд последовательных актов возбуждения и спонтанного девозбуждения, осуществляется за время меньше одной миллисекунды. Поэтому практически все атомы натрия в зоне лазерного излучения оказываются поляризованными.

Оценим время удержания атомов в ловушке, которое важно для реализации экспериментов. Для простоты будем предполагать, что адсорбция на стенках ячейки пренебрежимо мала, т. е. количество адсорбированных атомов натрия много меньше, чем свободных. Также не будем принимать во внимание потери за счет радиоактивного распада и химического связывания. В этом случае потери атомов в ловушке будут определены их диффузионным вытеканием через открытый конец трубки:

$$\frac{dN(t)}{dt} = -D \frac{dn(L, t)}{dx}, \quad (2)$$

$$N(t) = \int_0^L n(x, t) dx, \quad (3)$$

где $n(x, t)$ — плотность атомов, D — коэффициент диффузии, значения $x = 0$ и $x = L$ соответствуют закрытому и открытому концам ловушки. Будем предполагать, что время удержания атомов в ловушке много больше характерных времен как диффузии, так и дрейфа:

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} \gg D \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} \gg u \frac{\partial n(x, t)}{\partial x}, \quad (5)$$

где u — скорость СИД. В этом случае плотность атомов определяется стационарным уравнением

$$D \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2} - u \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} = 0. \quad (6)$$

Решая его с граничным условием $n(L, t) = 0$, находим выражение для плотности атомов:

$$n(x, t) = n_0(t) \left[\exp\left(\frac{ux}{D}\right) - \exp\left(\frac{uL}{D}\right) \right], \quad (7)$$

$$0 < x < L.$$

Напомним, что $u < 0$. Считая, что скорость дрейфа велика ($|u|L \gg D$), вычислим интеграл в (3):

$$N(t) \approx -n_0(t) \frac{D}{u}. \quad (8)$$

Подставляя (5) и (6) в уравнение (2), находим решение:

$$N(t) \approx N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (9)$$

$$\tau = \frac{D}{u^2} \exp\left(\frac{|u|L}{D}\right). \quad (10)$$

Проведем численные оценки τ — времени удержания атомов в ловушке при типичных экспериментальных параметрах. При давлении буферного газа — криптона — 30 Торр и температуре 1300 К величины коэффициента диффузии и скорости дрейфа, измеренные в [10, 11], составляют: $D = 50$ см²/с, $u = 150$ см/с. При длине ловушки $L = 10$ см время удержания составляет примерно $2 \cdot 10^{10}$ с, или более 600 лет. Следует, однако, отметить, что ситуация радикально меняется, если атомы удерживаются в ловушке циркулярно поляризованным светом и происходит их эффективная оптическая накачка. Оптическая ориентация атомов приводит к уменьшению вероятности поглощения излучения и, как следствие, к снижению скорости СИД примерно в десять раз [11]. Из-за экспоненциальной зависимости времени удержания атомов в ловушке от скорости СИД оно падает до 4.5 с. Избежать этого можно, поместив открытую часть трубки ловушки в поперечное магнитное поле, разрушающее оптическую ориентацию атомов. Таким образом, пространственно разделяются области эффективного действия СИД и оптической накачки: у открытого конца ловушки активно действует дрейф, не выпуская атомы из ловушки, у закрытого же конца происходит оптическая ориентация удерживаемых атомов. При этом в оценках времени удержания атомов по формуле (10) вместо всей длины ловушки подставляется длина той ее части, где активно действует СИД, т. е. большая часть трубки, что незначительно снижает τ .

Напомним некоторые особенности оптической поляризации атомов радиоактивного ($T_{1/2} = 15.02$ ч) ^{24}Na оптическим излучением с круговой поляризацией с частотой, настроенной на D_1 -переход, в присутствии буферного газа. Сверхтонкое расщепление основного состояния ^{24}Na меньше доплеровского уширения, так что оба сверхтонких подуровня взаимодействуют с оптическим излучением. Для поляризации принципиальным является факт, что на переходе $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ подуровень с максимальной проекцией атомного момента $m_F = +9/2$ (спин ядра $I = 4$) не может поглотить фотон с правой

поляризацией σ^+ вследствие закона сохранения момента, в то время как со всех остальных подуровней атомы переходят в возбужденное состояние. Сечение перемешивания подуровней $P_{1/2}$ -состояния при столкновениях с частицами буферного газа составляет по порядку величины 10^{-14} см² [2], что превышает газокинетическое сечение столкновения. Таким образом, при давлениях буферного газа, оптимальных для эффекта СИД (около 30 Торр [15]), подуровни $P_{1/2}$ -состояния полностью перемешаны и возбужденное состояние деполаризовано. При спонтанной релаксации подуровни основного состояния заселяются равномерно, в том числе с вероятностью $1/18$ заселяется и подуровень с $m_F = +9/2$. Сечение столкновительного перемешивания подуровней $S_{1/2}$ -состояния при столкновениях с атомами криптона существенно меньше (на уровне $2.0 \cdot 10^{-21}$ см² [2]). Таким образом, возникающая в многократных процессах возбуждения и спонтанной релаксации неравновесность заселенности подуровней основного состояния накапливается. При этом среда из атомов натрия с максимальной проекцией момента становится полностью прозрачной для циркулярно поляризованного лазерного излучения, настроенного на D_1 -переход.

Степень поляризации ядер ^{24}Na определялась по анизотропии его γ -излучения после β -распада. Это γ -излучение состояло из двух находящихся в каскаде γ -квантов с энергиями 2.754 и 1.369 МэВ [16]. Последовательность спинов и четностей ядерных уровней при β - и γ -переходах следующая:

$$4^+ \xrightarrow{\beta} 4^+ \xrightarrow{\gamma} 2^+ \xrightarrow{\gamma} 0^+.$$

Угловая диаграмма вылета γ -квантов на ядерных переходах дочернего ядра ^{24}Mg выражается соотношением [17]

$$W(\theta) = \sum_{\lambda=0}^{2L} B_{\lambda}(I_0) U_{\lambda} A_{\lambda}(LLI_f I_i) P_{\lambda}(\cos \theta), \quad (11)$$

где θ — угол между направлениями ориентации спина ядра и вылета γ -кванта; $B_{\lambda}(I_0)$ — параметры ориентации материнского ядра; U_{λ} — параметры дезориентации при переходах, предшествующих наблюдаемому; $A_{\lambda}(LLI_f I_i)$ — коэффициенты углового распределения; $P_{\lambda}(\xi)$ — полиномы Лежандра; L — порядок мультипольности перехода; I_0 — спин материнского ядра; I_f и I_i — конечное и исходное значения спина ядра при переходе. Суммирование в (11) проводится только по четным λ .

Параметры ориентации задаются соотношением

$$B_{\lambda}(I_0) = \sqrt{2\lambda+1} \sqrt{2I_0+1} \times \\ \times \sum_{m=-I_0}^{I_0} (-1)^{I_0+m} \begin{pmatrix} I_0 & I_0 & \lambda \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} p(m), \quad (12)$$

где в скобках $3j$ -символы, $p(m)$ — заселенность подуровня с проекцией m ядерного спина (m принимает значения от -4 до $+4$). Основные деполаризующие процессы при оптической накачке — поглощение неполяризованного спонтанного излучения и релаксация на стенках. При первом из них вероятность заселения всех m -подуровней основного состояния одинакова. Можно предполагать, что при релаксации атомного момента на стенке происходит то же самое. Таким образом, относительно распределения по m -подуровням основного состояния можно предположить, что заселенность всех m_F -подуровней, кроме $m_F = +9/2$, одинакова, а повышенная заселенность подуровня $m_F = +9/2$ означает поляризацию атомов. В таком случае заселенность подуровней $p(m)_{m \neq 4} = p_0$, а $p(4) = p_0 + \Delta$ и параметры ориентации:

$$B_2(4) = 1.5954\Delta, \quad B_4(4) = 0.9387\Delta, \quad (13)$$

где Δ означает степень поляризации ядер ^{24}Na . Параметры дезориентации определяются всеми предыдущими переходами:

$$U_{\lambda} = \begin{cases} U_{\lambda}(\beta), & 4 \rightarrow 2, \\ U_{\lambda}(\beta)U_{\lambda}(42), & 2 \rightarrow 0. \end{cases} \quad (14)$$

Экспериментальное наблюдение анизотропии γ -излучения естественно проводить в направлениях, где она максимальна, т.е. при значениях угла $\theta = 0$ и 90° . Предположим, что β -переход является чистым гамов-теллеровским переходом. Тогда значения коэффициентов формулы (14) следующие [17]:

$$U_2(\beta) = 0.8500, \quad U_2(42) = 0.7491,$$

$$U_4(\beta) = 0.5000, \quad U_4(42) = 0.2847,$$

$$A_2(2224) = -0.4477, \quad A_2(2202) = -0.5976, \quad (15)$$

$$A_4(2224) = -0.3044, \quad A_4(2202) = -1.0690,$$

$$P_2(\cos 0) = 1, \quad P_2(\cos(\pi/2)) = -1/2,$$

$$P_4(\cos 0) = 1, \quad P_4(\cos(\pi/2)) = -3/8.$$

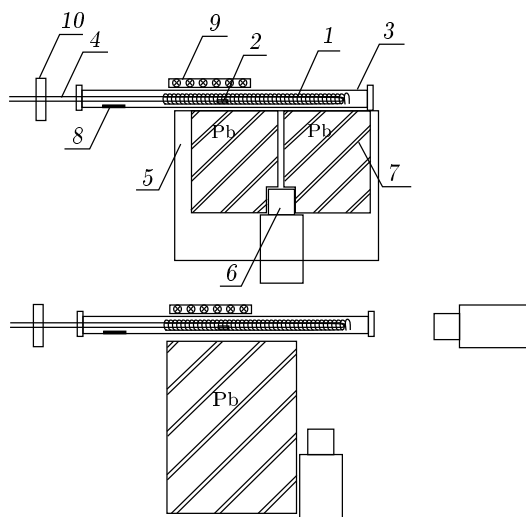


Рис. 1. Схемы экспериментальных установок для измерений пространственного распределения ^{24}Na в ячейке (вверху) и анизотропии γ -излучения захваченных атомов ^{24}Na (внизу): 1 — заваренный с одного конца сапфировый капилляр; 2 — алюминий, содержащий атомы ^{24}Na ; 3 — сапфировая трубка; 4 — пучок лазера на красителе; 5 — передвижная платформа; 6 — γ -детектор; 7 — свинцовая защита со щелью; 8 — ампула с металлическим калием; 9 — постоянный магнит, обеспечивающий поперечное магнитное поле, достаточное для разрушения оптической поляризации в половине ловушки; 10 — поляризационная пластинка $\lambda/4$

Подставляя данные параметры в формулу (11), получим для обоих переходов одинаковые выражения:

$$W(0) = 1 - 0.7500\Delta, \quad W(90) = 1 + 0.2500\Delta. \quad (16)$$

Блок-схемы экспериментальной установки представлены на рис. 1. Основным элементом ловушки был сапфировый капилляр длиной 20 см и внутренним диаметром 2.5 мм, заваренный с одного конца. Капилляр помещался в танталовую спираль и затем еще в одну сапфировую трубку большего диаметра. Спираль обеспечивала как высокую температуру нагрева, так и магнитное поле, параллельное направлению распространения лазерного луча. Напряженность магнитного поля спирали в экспериментах составляла 50–80 Э. Ячейка наполнялась буферным газом криптоном при давлении 30 Торр. Перед началом эксперимента проводилась калибровка спирали: при различных значениях напряжения на спирали измерялась температура термодарой, размещенной непосредственно в капилляре у закрытого конца при экспериментальном давлении буфер-

ного газа. В капилляр на расстоянии 5 см от открытого конца помещалась на танталовую фольгу проволока из сверхчистого алюминия весом 20 мг, облученная быстрыми нейтронами в ядерном реакторе LVR-15 Института ядерных исследований, Ржеж (около Праги). В результате реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ был получен ^{24}Na в количестве $1.5 \cdot 10^{11}$ атомов, интенсивность его γ -излучения составляла $5.5 \cdot 10^6$ Бк. Поскольку тантал смачивается расплавленным алюминием, танталовая фольга препятствовала образованию капли жидкого алюминия в сапфировом капилляре, которая бы могла перекрыть лазерный луч.

Около ячейки со стороны открытого конца размещались постоянные магниты, обеспечивающие перпендикулярное магнитное поле напряженностью около 100 Э, что было достаточно для разрушения спиновой ориентации атомов в этой половине ловушки. В другой половине ловушки, близкой к закрытому концу, напряженность поля постоянных магнитов быстро уменьшалась и на расстоянии 3 см от магнитов была ниже 10 Э, что не оказывало влияния на ориентацию атомов. Пучок лазера на красителе (совместное производство АО «Инверсия» и АО «Техноскан», Новосибирск) проходил через капилляр от открытого конца к закрытому. Его мощность была около 100 мВт, частота излучения была настроена на центр D_1 -линии стабильного натрия, что соответствует отстройке около 700 МГц в «красную» сторону от центра линии ^{24}Na (изотопический сдвиг), и это обеспечивало близкую к максимальной скорость СИД по направлению распространения света. Профиль пучка был гауссов, его диаметр мог меняться от 0.5 до 1.5 мм, поляризация излучения была линейной.

В трубке большего диаметра на расстоянии 8 см от входа в ловушку помещалась ампула с металлическим калием. В процессе эксперимента она была постоянно нагрета так, чтобы был слегка виден свет резонансной флуоресценции натрия, содержащегося в калии как малая примесь. Температура ампулы с калием была близка к той, которая была у закрытого конца трубки и измерялась термодарой. Пары калия очищали буферный газ и, постепенно насыщая поверхность сапфира, снижали адсорбцию натрия на ней.

Капилляр постепенно нагревался, и атомы натрия начинали покидать нагретый, а затем расплавленный алюминий. Пространственное распределение радиоактивного натрия во время нагревания определялось сцинтилляционным детектором, помещенным за передвижной свинцовой щелью (см. рис. 1). Алюминий и танталовая фольга содержали

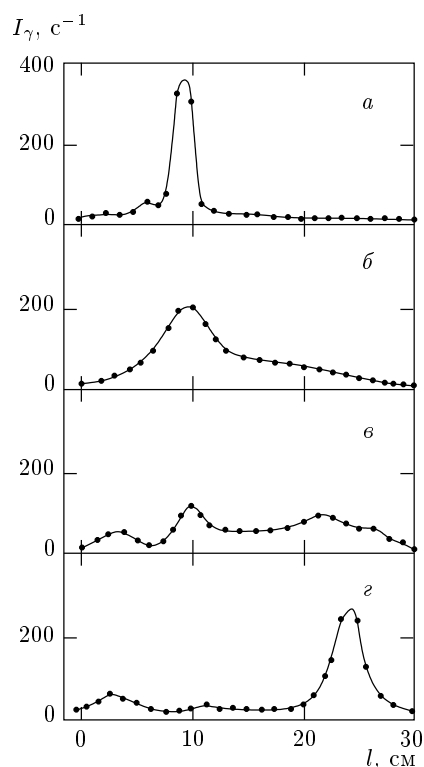


Рис. 2. Эволюция распределения ^{24}Na по длине ячейки l в процессе подготовки ее к работе: *a* — начало нагрева; *б* — через 2.5 ч; *в* — через 4.5 ч; *г* — через 5.5 ч. I_γ — интенсивность γ -излучения; $l = 0$ и $l = 30$ см соответствуют открытому и запаянному концам трубки

в качестве примесей большое количество стабильного натрия, вследствие чего при слишком высоких температурах среда становилась оптически непрозрачной, что мешало проведению эксперимента. Поэтому было необходимо сначала устранить стабильный натрий из ловушки, т. е. реализовать разделение изотопов ^{23}Na и ^{24}Na в ловушке. В этой фазе эксперимента подбиралась такая температура, чтобы концентрация испаряемого натрия была не слишком велика и лазерное излучение проникало к закрытому концу ячейки. Со временем стабильный натрий диффузионно покидал капилляр, в то время как ^{24}Na благодаря эффекту СИД концентрировался у закрытого конца капилляра.

Эволюция пространственного распределения ^{24}Na при постепенном повышении температуры приведена на рис. 2. Через 5.5 ч стабильный натрий полностью покидал капилляр, и процесс разделения изотопов ^{23}Na и ^{24}Na завершался. При этом в трубке исчезало свечение стабильного натрия,

а наблюдалась только люминесценция ^{24}Na около закрытого конца ловушки. Измерения интенсивности γ -излучения показали, что в этом месте оказывалось около 10^{11} атомов ^{24}Na . Отметим, что эта величина не является предельной емкостью ловушки, так как она определяется ее объемом, который можно сделать достаточно большим.

Для вычисления степени обогащения (изменения изотопного соотношения), достигнутой в эксперименте, необходимо оценить количество стабильного натрия, которое было устранено из ловушки. Оценку можно провести по формуле (2), подставляя экспериментальные значения входящих в нее параметров: время разделения — 5.5 ч, градиент плотности паров натрия — 10^{12} см^{-3} ; коэффициент диффузии натрия при давлении криптона 30 Торр с учетом адсорбции на стенках при температуре около 1000 К составляет по порядку величины 0.1 $\text{см}^2/\text{с}$ [18, 19]. Из этой оценки следует, что стабильного натрия было $2 \cdot 10^{14}$ атомов, т. е. на три порядка больше, чем радиоактивного. Отсутствие свечения от стабильного натрия позволяет предположить, что после разделения в ловушке осталось его меньше, чем одна десятая от количества ^{24}Na , т. е. меньше 10^{10} атомов. Это означает, что достигнутая степень обогащения была больше чем 10^4 . В процессе изотопического разделения было потеряно всего около 20% ^{24}Na , который покинул ловушку и адсорбировался у ее открытого конца. Это определяет эффективность захвата ^{24}Na , достигнутую в эксперименте и равную 80%.

После того как пространственное распределение ^{24}Na перестало меняться, были выполнены эксперименты по оптической поляризации ^{24}Na в ловушке. Для этого измерялась анизотропия γ -излучения, испускаемого при распаде ^{24}Na . Эти измерения проводились с помощью двух сцинтилляционных детекторов с рабочими объемами 80 и 57 см^3 , размещенных под углами 0 и 90° к волновому вектору лазерного излучения на расстоянии 30 см от закрытого конца ловушки. Поляризация света изменялась с линейной на циркулярную и обратно с помощью фазовой пластинки $\lambda/4$, γ -излучение регистрировалось на линиях 2.754 и 1.369 МэВ. Изменялась интенсивность этого γ -излучения каждым детектором попеременно при линейной поляризации лазерного излучения и при циркулярной (в этом случае происходила поляризация ядер ^{24}Na). Каждое измерение продолжалось 10 мин, в течение которых детекторы регистрировали не менее 40 тысяч γ -квантов в выбранном участке спектра. Результатом измерений были отношения

$$K_0 = \frac{K_{0,c} - f_1}{K_{0,l} - f_1}, \quad K_{90} = \frac{K_{90,c}}{K_{90,l}},$$

где $K_{0,c}$ и $K_{0,l}$ — количества γ -квантов, зарегистрированных данным детектором соответственно при циркулярной и линейной поляризациях лазерного излучения; f_1 — фон в детекторе под углом 0° от ^{24}Na , покинувшего ловушку. На рис. 3 представлены зависимости этих отношений от температуры ячейки (при диаметре лазерного луча 1.0 мм). Статистические ошибки измерений приведены с 90-процентным доверительным интервалом вероятности. Отметим, что при температурах ниже 1230 К величины K_θ не зависят от температуры и их средние значения составляют $K_0 = 0.89 \pm 0.02$ и $K_{90} = 1.01 \pm 0.02$. Постоянные величины K_0 при температурах ниже 1230 К можно объяснить тем, что при низких температурах количество ^{24}Na , адсорбированного на стенке ловушки, гораздо больше, чем ^{24}Na в газовой фазе. Поэтому анизотропия γ -излучения поляризованного ^{24}Na в газовой фазе не превышает статистическую ошибку изотропного излучения неполяризованного ^{24}Na , адсорбированного на стенках. Как уже отмечалось, при изменении линейной поляризации света на циркулярную вероятность поглощения света снижается из-за оптической накачки, поэтому уменьшается, соответственно, и скорость СИД атомов ^{24}Na , из-за чего распределение атомов расплывается. В результате этого центр тяжести распределения отдаляется от детектора под углом 0° , и этот детектор регистрирует меньше γ -квантов. Указанное выше значение величины $K_0 = f_2 = 0.89 \pm 0.02$ соответствует сдвигу центра тяжести распределения захваченных атомов на 1.8 ± 0.4 см. При вычислении анизотропии $W(0)$ эту систематическую ошибку можно учесть, и $W(0) = K_0/f_2$. Величина анизотропии $W(90)$ соответствует непосредственно отношению K_{90} , таким образом, $W(90) = K_{90}$.

При дальнейшем повышении температуры ячейки анизотропия γ -излучения становилась больше статистической ошибки измерений. Отношение K_0 начинало уменьшаться, а отношение K_{90} — возрастать, и при температуре выше 1350 К обе величины выходили на насыщение. Значения степени поляризации ядер Δ , вычисленные по данным рис. 3 в соответствии с формулой (16), и их зависимости от температуры приведены на рис. 4.

Степень поляризации атомов в ловушке является результатом динамического равновесия процессов поляризации атомов в объеме и деполяризации на стенке. С этой точки зрения представляло интерес провести измерения анизотропии при различ-

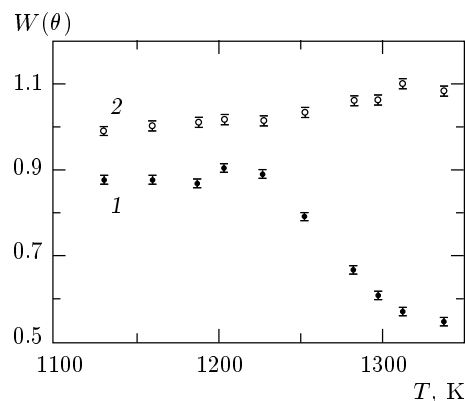


Рис. 3. Анизотропия γ -излучения при различных температурах ячейки: 1 — показания детектора под углом 0° ; 2 — показания детектора под углом 90°

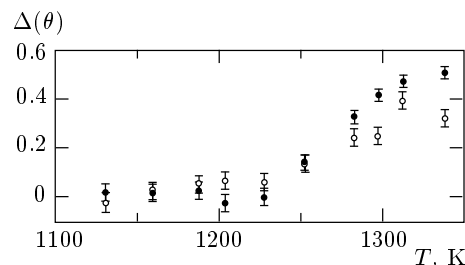


Рис. 4. Степень поляризации ядер ^{24}Na в ловушке, полученная из показаний детекторов под углами 0° (●) и 90° (○) при различных температурах ячейки

ных диаметрах лазерного луча, поскольку при увеличении его диаметра повышается и эффективный объем, где происходит оптическая накачка и действует эффект СИД. В таблице представлен ряд результатов измерений степени поляризации по показаниям обоих детекторов при различных диаметрах d лазерного луча и температурах образца. Как видно из таблицы, при увеличении диаметра луча возрастала анизотропия γ -излучения, и при этом уменьшалось различие показаний анизотропии обоих детекторов. Это объясняется тем, что наибольшая средняя по сечению капилляра скорость СИД достигается при максимальном заполнении капилляра излучением. Как результат, при этом распределение захваченных атомов становилось более компактным и в абсолютной мере меньше расплывалось при переходе от линейной поляризации к циркулярной. Соответственно этому, влияние случайных изменений геометрического фактора на интенсивность счета детекторов снижалось. Максимальная степень

Степень поляризации ядер ^{24}Na при различных температурах и диаметрах лазерного луча

T, K	$d = 0.5 \text{ мм}$		$d = 0.8 \text{ мм}$		$d = 1.4 \text{ мм}$	
	$\Delta_{90}, \%$	$\Delta_0, \%$	$\Delta_{90}, \%$	$\Delta_0, \%$	$\Delta_{90}, \%$	$\Delta_0, \%$
1255	14 ± 4	14 ± 3	—	—	—	—
1285	24 ± 4	33 ± 3	—	—	—	—
1300	25 ± 4	42 ± 3	—	—	—	—
1315	40 ± 4	48 ± 2	49 ± 4	56 ± 2	47 ± 4	58 ± 2
1340	33 ± 4	51 ± 2	51 ± 4	56 ± 2	60 ± 4	61 ± 2
1363	—	—	—	—	60 ± 4	63 ± 2

поляризации ядер ^{24}Na , достигнутая в эксперименте (усредненная по обоим детекторам) составляла $62 \pm 2\%$. Одним из возможных путей увеличения степени поляризации является добавка в буферный газ инертного молекулярного газа, например азота, как тушителя деполяризующей люминесценции.

Эксперимент по оптической поляризации ^{24}Na и по измерению ее степени продолжался около 6 ч. В течение этого времени потери захваченных атомов ^{24}Na в пределах точности измерений соответствовали только его радиоактивному распаду, т. е. потери за счет химического связывания были меньше 2%. Это означает, что если в ловушке возникали молекулы, то при данных экспериментальных температурах (1100–1400 К) они быстро разлагались на атомы, не успевая диффузионно покинуть ловушку. Столь низкие потери соответствуют очень большому формальному времени удержания атомов ^{24}Na в ловушке за счет эффекта СИД — более 300 ч.

В заключение перечислим основные результаты представленной работы. Продемонстрировано, что ловушка на базе СИД может работать как изотопический сепаратор с низкими потерями и с высокой степенью обогащения. В процессе разделения было достигнуто изменение отношения изотопов ^{23}Na и ^{24}Na больше чем в 10^4 раз при потерях 20%. В ловушку было захвачено 10^{11} атомов ^{24}Na , которые удерживались в виде пара в течение 6 ч практически без утечки (потери меньше 2%). Захваченные атомы ^{24}Na были поляризованы лазерным излучением с циркулярной поляризацией. Измерена зависимость степени поляризации от температуры капилляра. При температурах выше 1300 К, когда происходили быстрая десорбция атомов Na со стенок и разложение образующихся молекул, достигнута степень поляризации ядер ^{24}Na равная

$62 \pm 2\%$. Полученные результаты показали высокую эффективность используемого способа поляризации ядер и позволяют надеяться, что данная методика найдет применение в экспериментах с использованием поляризованных атомов и ядер.

Авторы выражают глубокую благодарность А. М. Шалагину, Е. В. Подвильову, Д. Веносу и Е. Шимечковой за плодотворные дискуссии, Р. Маху и М. Г. Иткису за поддержку работы, а также Я. Фране за измерительную технику, любезно предоставленную на время экспериментов. Работа была проведена при поддержке Грантового агентства Чешской Республики (гранты № 202/97/0369 и № 202/97/0445).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Kastler, J. Phys. Radium **11**, 225 (1950).
2. W. Happer, Rev. Mod. Phys. **44**, 170 (1972).
3. G. Huber, J. Bonn, H.-J. Kluge, and E. W. Otten, Z. Phys. A **276**, 203 (1976).
4. A. L. Hallin, F. P. Calaprice, and D. W. MacArthur, Z. Phys. A **276**, 187 (1976).
5. M. Stephens and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **72**, 3787 (1994).
6. G. Shimkaveg, W. W. Quivers, R. R. Dasari et al., Phys. Rev. Lett. **53**, 2230 (1984).
7. E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
8. K. Gibble, S. Kasapi, and S. Chu, Opt. Lett. **17**, 526 (1992).

9. W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2253 (1993).
10. Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 773 (1979).
11. F. Buric, C. Hradecný, J. Slovák et al., *Phys. Rev. A* **54**, 3250 (1996).
12. Ю. П. Гангрский, Ч. Градечны, Д. Ф. Зарецкий и др., *ЖЭТФ* **96**, 791 (1989).
13. Ю. П. Гангрский, Ч. Градечны, С. Г. Земляной и др., *ЖЭТФ* **106**, 725 (1994).
14. *Термодинамические свойства индивидуальных веществ*. Справочное издание под ред. В. П. Глушко, Наука, Москва (1982).
15. H. G. C. Werij and J. P. Woerdman, *Phys. Rep.* **169**, 145 (1988).
16. E. Brown and R. B. Firestone, *Table of Radioactive Isotopes*, John Wiley and Sons, New York (1986).
17. N. J. Stone and H. Postma, *Low-Temperature Nuclear Orientation*, North-Holland, Amsterdam (1986).
18. C. Hradecný, J. Slovák, T. Téthal et al., *Appl. Radiat. Isot.* **43**, 1259 (1992).
19. C. Hradecný, J. Slovák, T. Téthal et al., *Appl. Radiat. Isot.* **45**, 257 (1994).